

*На правах рукописи*

Акбари Мохсен

**ТРЁХФОТОННОЕ СПОНТАННОЕ ПАРАМЕТРИЧЕСКОЕ РАССЕЯНИЕ  
СВЕТА И КВАНТОВЫЕ ЛОГИЧЕСКИЕ ОПЕРАЦИИ В КОЛЬЦЕВЫХ  
МИКРОРЕЗОНАТОРАХ**

01.04.05 – Оптика

**АВТОРЕФЕРАТ**

диссертации на соискание ученой степени

кандидата физико-математических наук

Казань – 2017

Работа выполнена на кафедре оптики и нанофотоники ФГАОУ «Казанский (Приволжский) федеральный университет»

Научный руководитель:

**Калачев Алексей Алексеевич**

доктор физико-математических наук, вр.и.о.  
директора ФГБУН Казанский физико-  
технический институт им. К.К. Завойского КазНЦ  
РАН, г. Казань

Официальные оппоненты:

**Сазонов Сергей Владимирович**

доктор физико-математических наук, профессор,  
ведущий научный сотрудник Национального  
исследовательского центра «Курчатовский  
институт», г. Москва

**Бугай Александр Николаевич**

кандидат физико-математических наук, начальник  
сектора Лаборатории радиационной биологии  
Международной межправительственной  
организации «Объединённый институт ядерных  
исследований», г. Дубна

Ведущая организация:

Федеральное государственное бюджетное  
образовательное учреждение высшего  
профессионального образования «Казанский  
национальный исследовательский технический  
университет имени А. Н. Туполева», г. Казань

Защита диссертации состоится «07» Сентября 2017 года в 15:20 часов на заседании диссертационного совета Д 212.081.07 при ФГАОУ ВПО «Казанский (Приволжский) федеральный университет» по адресу: 420008, г. Казань, ул. ул. Кремлевская, 16а, ауд. 110.

С диссертацией можно ознакомиться в научной библиотеке им. Н.И. Лобачевского при ФГАОУ ВПО «Казанский (Приволжский) федеральный университет» по адресу г. Казань, ул. Кремлевская, д. 35.

Автореферат разослан

« » 2017 г.

Ученый секретарь диссертационного совета,  
доктор физико-математических наук, профессор

 Камалова Д.И.

## ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

**Актуальность темы исследования.** Одной из актуальных задач современной квантовой оптики и информатики является разработка физических принципов квантовых информационных технологий [1, 2] с целью создания на их основе базовых устройств систем квантовой связи и квантовых вычислений. В частности, важнейшим направлением исследований является разработка методов генерации неклассических состояний света, таких как однофотонные и перепутанные двухфотонные состояния, которые необходимы для реализации перспективных протоколов квантовой связи, квантовой криптографии, оптических квантовых вычислений и повышения точности оптических измерений [3]. В настоящее время при проведении экспериментов широко используются источники однофотонных и перепутанных двухфотонных состояний на основе нелинейных оптических явлений, в частности спонтанного параметрического рассеяния, позволяющие генерировать неклассические состояния света в широком диапазоне длин волн, контролировать форму испускаемых световых импульсов и получать необходимые корреляционные характеристики поля на выходе. Однако, для создания масштабируемых систем квантовой обработки информации необходимы источники многофотонных квантовых состояний, примером которых являются кластерные состояния, являющиеся основой, например, перспективных схем оптических квантовых вычислений [4]. Кроме того, большое практическое значение имеет миниатюризация источников и реализация их на основе интегральных оптических схем, что позволяет существенно снизить энергопотребление за счёт повышения эффективности нелинейных оптических явлений, минимизировать общие потери и повысить стабильность работы [5]. Другим важным направлением исследований является разработка элементной базы квантовых оптических вычислений. Использование одиночных фотонов в качестве носителей квантовой информации обладает целым рядом преимуществ, связанных с тем, что однофотонными состояниями достаточно просто манипулировать и они позволяют переносить квантовую информацию на большие расстояния. Однако, как для квантовых вычислений, так и для дальнодействующей квантовой связи, требуются эффективные устройства, осуществляющие квантовые логические операции с двумя и более кубитами. Поскольку нелинейные эффекты на уровне однофотонных состояний в макроскопических протяжённых средах чрезвычайно слабы, разработка таких устройств является актуальной задачей исследований. В этом плане большие надежды возлагаются на интегральные оптические схемы [6, 7], позволяющие, в принципе, объединить в одном устройстве источники неклассических состояний света,

твёрдотельную квантовую память, квантовые логические элементы на основе, например, взаимодействия света с атомными системами в микрорезонаторах и однофотонные детекторы. Очевидно, что такой подход представляется наиболее перспективным с точки зрения создания практически значимых систем квантовой обработки информации. Настоящая диссертация как раз и посвящена решению задач, отвечающих указанным тенденциям в развитии современной квантовой оптики и информатики.

**Целью** диссертационной работы является теоретическая разработка методов генерации неклассических состояний света в кольцевых микрорезонаторах, а также методов использования этих состояний в системах квантовой обработки информации на основе интегральных оптических схем.

Для достижения сформулированной цели были поставлены следующие **задачи**:

1. Развитие теории трёхфотонного спонтанного параметрического рассеяния в кольцевых микрорезонаторах с импульсной накачкой.
2. Определение параметров кольцевых микрорезонаторов, при которых достигаются оптимальные условия для реализации условного приготовления коррелированных пар фотонов в режиме трёхфотонного спонтанного рассеяния.
3. Исследование динамики однофотонного одномодового поля и трёхуровневого атома при нерезонансном взаимодействии в кольцевом микрорезонаторе.
4. Исследование возможности реализации квантовых логических элементов с использованием трёхуровневых атомов, взаимодействующих с нерезонансными однофотонными состояниями в кольцевых микрорезонаторах.

**Положения, выносимые на защиту:**

1. Импульсы накачки в виде возрастающей экспоненты позволяют снизить неопределённость генерации трифотонов во времени при сохранении высокой эффективности трёхфотонного спонтанного параметрического рассеяния в кольцевом микрорезонаторе.
2. Кольцевые микрорезонаторы из нитрида кремния обеспечивают выполнение условия фазового синхронизма для трёхфотонного спонтанного параметрического рассеяния света при нулевой дисперсии групповой скорости на частоте трифотонного поля.
3. Нерезонансное и неселективное взаимодействие трёхуровневого атома  $\Lambda$ -типа с одномодовым полем микрорезонатора позволяет реализовать квантовые логические операции.

### **Научная новизна:**

1. Развита теория трёхфотонного спонтанного параметрического рассеяния света в кольцевом микрорезонаторе с импульсной накачкой и сделан расчёт скорости генерации трифотонов при использовании оптимальных импульсов накачки в виде возрастающей экспоненты.
2. Определены параметры волноводов из нитрида кремния, при которых можно совместить условия фазового синхронизма для трёхфотонного спонтанного параметрического рассеяния с нулевой дисперсией групповой скорости на частоте трифотонного поля.
3. Исследована динамика частотного сдвига однофотонного одномодового поля при нерезонансном и неселективном взаимодействии его с трёхуровневым атомом  $\Lambda$ -типа в микрорезонаторе.
4. Предложены схемы реализации квантовых логических операций на основе нерезонансного и неселективного взаимодействия трёхуровневых атомов с одномодовым полем в микрорезонаторе.

**Научная и практическая значимость.** Развита в диссертационной работе теория трёхфотонного спонтанного параметрического рассеяния в кольцевых микрорезонаторах может стать основой для создания источников перепутанных двухфотонных состояний с оповещением, эффективность которых можно повысить с помощью пространственного мультиплексирования на основе интегральных оптических схем. Найденные параметры волноводов из нитрида кремния позволяют достичь максимальной скорости условного приготовления перепутанных по частоте бифотонов. Предложенные схемы реализации двухкубитовых логических элементов, не требующие резонансного селективного возбуждения атомных переходов, образующих  $\Lambda$ -схему, можно использовать для расширения набора физических систем, используемых для квантовой обработки информации.

**Апробация работы.** Основные результаты работы докладывались на XIX Международной молодежной научной школе «Когерентная оптика и оптическая спектроскопия» (КФУ, Казань, 2015 г.); The 38th Progress in electromagnetics research symposium (СПбГУ, Санкт-Петербург, 2017); XVI Всероссийской школе-семинаре «Физика и прикладные микроволны» им. проф. А.П. Сухорукова (МГУ, Москва, 2017).

**Публикации по теме диссертационной работы.** Основное содержание диссертации отражено в 4 публикациях, входящих в список ВАК. Список публикаций по теме диссертации приведён в конце автореферата.

**Личный вклад автора.** Изложенные в работе результаты исследований получены лично автором или в соавторстве при его значительном вкладе. Выбор



общего направления исследования, обсуждение и постановка рассматриваемых задач осуществлялась совместно с научным руководителем.

**Структура и объём диссертации.** Диссертация состоит из введения, трёх глав, заключения и списка литературы. Общий объём диссертации составляет 105 страниц, включая 18 рисунков и 3 таблицы. Список литературы содержит 168 наименований.

## КРАТКОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во **введении** обосновывается актуальность исследований, проводимых в рамках данной диссертационной работы, приводится обзор научной литературы по изучаемой проблеме, формулируется цель, ставятся задачи работы, сформулированы научная новизна и практическая значимость представляемой работы.

**Первая глава** имеет обзорный характер по основным вопросам, относящимся к теме диссертационного исследования. Рассматриваются понятия однофотонных и двухфотонных волновых пакетов и методы генерации однофотонных состояний. Особое внимание при этом уделяется однофотонным источникам с оповещением на основе спонтанного параметрического рассеяния или спонтанного четырёхволнового смешения. Обсуждаются особенности трёхфотонного спонтанного параметрического рассеяния и возможности наблюдения этого эффекта в кристаллах и нановолокнах. Рассмотрены перспективные схемы оптических микрорезонаторов, демонстрирующих высокие значения добротности и резкости, а также совместимость с интегральными оптическими схемами. Последний раздел главы посвящён квантовым логическим элементам на основе NV-центров и микрорезонаторов, которые образуют перспективную систему для реализации квантовых вычислений при высоких температурах.

Во **второй главе** исследуется трёхфотонное спонтанное параметрическое рассеяние (СПР) в кольцевых диэлектрических полосковых микрорезонаторах. Выбор последних связан с возможностью объединения двух эффектов, позволяющих существенно увеличить эффективность процесса трёхфотонного СПР: усиление амплитуды поля в резонаторе за счёт конструктивной интерференции и усиление эффективной нелинейности в диэлектрическом волноводе за счёт малого поперечного сечения мод. Схема рассматриваемого кольцевого микрорезонатора с одним входом/выходом показана на рис. 1.

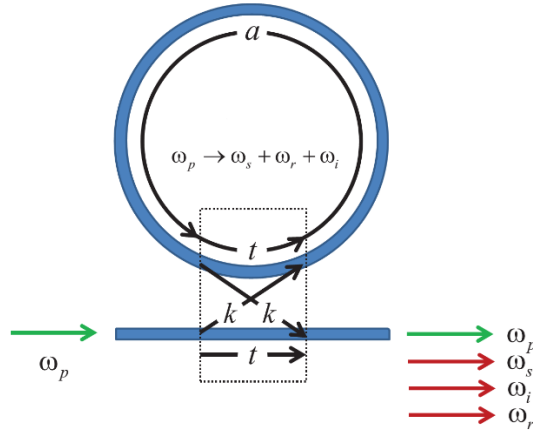


Рисунок 1. Схема кольцевого микрорезонатора. В процессе трёхфотонного СПР при уничтожении одного фотона накачки на частоте  $\omega_p$  рождается тройка фотонов на частотах  $\omega_r$ ,  $\omega_s$ , и  $\omega_i$ .

Область взаимодействия кольцевого микрорезонатора с прямым волноводом характеризуется коэффициентами связи  $k$  и прохождения  $t$ ,  $|k|^2 + |t|^2 = 1$ , а пропускание кольца за один обход – коэффициентом  $a$ . Основными характеристиками микрорезонатора являются резкость  $F = \pi\sqrt{ta}(1 - ta)^{-1}$  и скорость затухания поля в резонаторе  $\kappa = 2\pi c(Ln_g F)^{-1}$ , где  $L$  – длина резонатора и  $n_g$  – групповой индекс. При рассмотрении трёхфотонного СПР в такой системе предполагается, что вероятность рождения трифотона в течение времени жизни фотона в резонаторе мала, так что трёхфотонное состояние генерируемого света можно вычислить, применяя стандартную теорию возмущений первого порядка [8] с простой модификацией, обусловленной соотношениями вход-выход для открытых резонаторов [9]. Такой подход использовался неоднократно для изучения двухфотонного СПР [10-12].

В случае непрерывной накачки оптимальным является случай критической связи, когда  $a = |t|$ . Однако в случае импульсной накачки можно использовать импульсы в виде возрастающей экспоненты, которые являются оптимальными для возбуждения мод резонатора и в случае  $a < |t|$ , если длительность импульса равна времени жизни фотона в резонаторе  $1/\kappa$ . При этом скорость рождения коррелированных троек фотонов вычисляется аналитически и имеет вид [A2]:

$$N_{pulsed} = \frac{1}{3 \times 2^5} (\gamma L)^2 P_{av} \kappa (\omega_{p0} \kappa) \frac{\omega_{r0} \omega_{s0} \omega_{i0}}{\omega_{p0}^3} \times \frac{n_{p0}^3}{n_{i0} n_{s0} n_{r0}} \left( \frac{F \kappa_p}{2\pi} \right) \left( \frac{F \kappa}{2\pi} \right)^3 \text{sinc}^2(\Delta\beta_0 L / 2), \quad (1)$$

где  $\gamma$  – эффективная нелинейность, соответствующая трёхфотонному СПР,  $P_{av}$  – средняя мощность излучения накачки,  $\omega_{m0}$  – центральная частота мод, соответствующих сигнальному ( $m = s$ ), холостому ( $m = i$ ), опорному ( $m = r$ ) полям и полю накачки ( $m = p$ ),  $n_{m0}$  – эффективный показатель преломления на частоте  $\omega_{m0}$ ,  $\Delta\beta_0 = \beta(\omega_{p0}) - \beta(\omega_{s0}) - \beta(\omega_{i0}) - \beta(\omega_{r0})$ ,  $\beta$  – постоянная распространения. При расчёте предполагалось, что резкость резонатора одинакова и равна  $F$  на частотах поля СПР, но отличается от резкости на частоте поля накачки  $F_p$ . Из формулы (1) следует, что полный поток троек фотонов не зависит от длины резонатора и пропорционален произведению резкости резонатора для моды поля накачки  $F_p$  и для мод трёхфотонного поля  $F$ .

С помощью численных расчётов определены оптимальные условия наблюдения трёхфотонного СПР на примере кольцевого микрорезонатора на основе нитрида кремния. Такие волноводы образуют перспективную платформу для интегральных приложений фотоники [13]. В частности, кольцевые микрорезонаторы на основе нитрида кремния с резкостью, превышающей  $10^3$ , были продемонстрированы в С-диапазоне длин волн [14]. В видимом спектре были продемонстрированы волноводы из нитрида кремния с потерями значительно ниже 1 дБ/см на длине волны 532 нм [15] и высокодобротные ( $Q > 3 \times 10^6$ ) микрорезонаторы на длине волны 655 нм [16]. Таким образом, можно рассмотреть трёхфотонное СПР в высокодобротном резонаторе из нитрида кремния, когда излучение накачки имеет длину волны 532 нм, а фотоны генерируются на длинах волн в области 1596 нм.

Численные расчёты показывают [A2], что, подбирая поперечные размеры волновода можно выполнить условие фазового синхронизма  $\Delta\beta_0 = 0$  для вырожденного трёхфотонного СПР и получить нулевую дисперсию групповой скорости ( $D \equiv (-\lambda/c)d^2n/d\lambda^2 = 0$ ) на частоте трифотонов. Условие фазового синхронизма может быть выполнено при использовании фундаментальной квази ТЕ-моды ( $E_{00}^x$ ) для трифотонного поля и квази ТЕ-моды ( $E_{02}^x$ ) третьего порядка для поля накачки. При этом нулевая дисперсия достигается, если волновод имеет ширину 1.05 мкм и высоту 0.54 мкм (см. рис. 2). В таких условиях эффективная площадь взаимодействия получается равной  $A_{eff} = 9 \text{ мкм}^2$  и взяв  $n_2 = 1.4 \cdot 10^{-18} \text{ м}^2 \text{ Вт}^{-1}$  [17], приходим к эффективной нелинейности  $\gamma = 1.84 \text{ м}^{-1} \text{ Вт}^{-1}$ .



Рисунок 2. Кривая фазового синхронизма для вырожденного трёхфотонного СПР с полем накачки (532 нм) в моде  $TE_{02}$  и трифотонного поля (1596 нм) в моде  $TE_{00}$  (сплошная линия) и кривая нулевой дисперсии групповой скорости на длине волны 1596 нм (штриховая линия) в зависимости от ширины волновода и высоты волновода (*а*); Распределение мощности излучения в модах волновода шириной 1.05 мкм и высотой 0.54 мкм, для которых достигнуты как фазовый синхронизм, так и нулевая дисперсия групповой скорости (*б* и *в*).

Взяв  $F = F_p = 1000$  и непрерывную накачку мощностью 100 мВт, получаем скорость рождения троек фотонов  $0.84 \text{ с}^{-1}$ . Следует отметить, что это значение соответствует испусканию каждого фотона (сигнального, холостого и опорного) в отдельную моду резонатора, ширина которой составляет около 1.5 ГГц для длины резонатора около 100 мкм.

Когда достигается нулевая дисперсия групповой скорости, возможен невырожденный режим трёхфотонного СПР, который открывает возможность генерации перепутанных по частоте трёхфотонных состояний и позволяет эффективно разделять фотоны по частоте. Чтобы оценить спектральную ширину трёхфотонного СПР был рассчитан спектр мод резонатора с учетом дисперсии и проанализирована асимметрия спектра относительно центральной моды, которая соответствует вырожденному случаю СПР на длине волны 1596 нм. Данная асимметрия проистекает из асимметрии группового индекса как функции частоты (рис. 3).

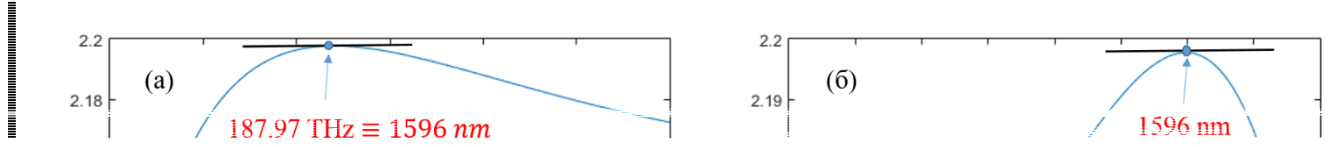


Рисунок 3. Групповой индекс  $n_g$  как функция частоты (а) и длины волны (б) для микрокольцевого резонатора с волноводом шириной 1.0535 мкм и высотой 0.5411 мкм.

Пусть один из коррелированных фотонов (опорный) испускается в моду на центральной частоте  $\omega_{central} = 187.97$  ТГц (или длине волны 1596 нм), которая соответствует вырожденному режиму СПР, а два других фотона (сигнальный и холостой) испускаются в сопряжённые моды с частотами  $\omega_{\pm m}$ , где  $m$  – номер моды, равный числу свободных спектральных зон между этой модой и центральной. Поскольку на центральной частоте имеется максимум группового индекса (рис. 3), свободная спектральная зона  $\Delta\omega_{FSR}$  увеличивается при отклонении в обе стороны от центральной моды. Процесс СПР в сопряжённые моды можно считать эффективным при условии, что разность частот между сигнальным и опорным фотоном  $|\omega_{+m} - \omega_{central}|$  совпадает с разностью частот между холостым и опорным фотоном  $|\omega_{-m} - \omega_{central}|$  с точностью до половины ширины линии резонатора  $\delta\omega_{1/2} = \Delta\omega_{FSR}/F$ . Численные расчёты показывают, что число сопряжённых мод резонатора, на которых можно наблюдать трёхфотонное СПР с фиксированной центральной модой, равно 4, 7 и 13 для резонаторов длиной 50 мкм, 100 мкм и 300 мкм, соответственно. При этом с увеличением длины резонатора от 50 мкм до 300 мкм общая ширина спектра СПР, как и следовало ожидать, уменьшается (от  $\sim 21$  ТГц до  $\sim 11$  ТГц). Поскольку скорость генерации трифотонов в заданную тройку мод не зависит от длины резонатора, использование резонатора с большей длиной оказывается более выгодным с точки зрения условного приготовления перепутанных по частоте пар фотонов, поскольку СПР наблюдается в большее число мод. Учитывая полученные выше оценки для скорости генерации в заданную тройку мод  $\sim 0.84$  с $^{-1}$ , можно ожидать общей скорости генерации коррелированных пар фотонов порядка  $\sim 10$  с $^{-1}$  для резонатора длиной 300 мкм.

**Третья глава** посвящена теоретическому исследованию нерезонансного взаимодействия одиночных фотонов с трёхуровневыми атомами в кольцевом микрорезонаторе с целью разработки методов частотной модуляции однофотонных состояний и схем квантовых логических элементов. Обе задачи решаются в рамках единого теоретического подхода, основанного на преобразовании Шриффера-Вольфа [18]. Используя данное преобразование, получен эффективный гамильтониан, который позволяет исследовать динамику системы и оценивать время преобразования фотона по частоте или время выполнения логической операции. Развита теоретическая модель в обоих случаях учитывает связь противоположно распространяющихся мод в микрорезонаторе за счёт обратного рассеяния.

Общая схема взаимодействия одномодового поля кольцевого микрорезонатора, находящегося в однофотонном состоянии и взаимодействующего с трёхуровневым атомом  $\Lambda$ -типа в условиях большой однофотонной отстройки, показана на рис. 4.



Рисунок 4. Общая схема взаимодействия атома с полем микрорезонатора (а) и структура рабочих энергетических уровней (б).

Исходный гамильтониан системы записывается в виде  $H = H_0 + H'$ , где

$$H_0 = \omega_r a_{cw}^+ a_{cw} + \omega_r a_{ccw}^+ a_{ccw} + \varepsilon_1 S_{11} + \varepsilon_2 S_{22} + \varepsilon_3 S_{33} + \lambda a_{cw}^+ a_{ccw} + \lambda^* a_{ccw}^+ a_{cw} \quad (2)$$

– невозмущённая часть и

$$H' = (g_{13} a_{cw}^+ S_{13} + g_{13}^* a_{cw} S_{31} + g_{23} a_{cw}^+ S_{23} + g_{23}^* a_{cw} S_{32} + g_{13} a_{ccw}^+ S_{13} + g_{13}^* a_{ccw} S_{31} + g_{23} a_{ccw}^+ S_{23} + g_{23}^* a_{ccw} S_{32}). \quad (3)$$

– возмущение. В формуле (9) первые два слагаемых описывают энергию противоположно распространяющихся бегущих мод резонатора частоты  $\omega_r$ , следующие три слагаемых – энергию трёхуровневого атома и последние два – энергию взаимодействия бегущих мод за счёт когерентного обратного рассеяния. Формула (10) учитывает энергию взаимодействия двух бегущих мод с трёхуровневым атомом на двух оптических переходах, образующих  $\Lambda$ -схему. Здесь  $S_{mn}$  – атомные операторы вида  $|m\rangle\langle n|$ ,  $g_{mn}$  – константы связи атома с полем на соответствующем переходе и  $\lambda$  –

скорость когерентного обратного рассеяния. Управляя разностью фаз между двумя противоположно распространяющимися модами бегущей волны можно смещать положение пучностей и узлов стоячей волны и регулировать значение константы связи. При совпадении пучности с атомом (максимальная константа связи) атом взаимодействует с чётной модой резонатора.

Состояние рассматриваемой системы в произвольный момент времени можно записать следующим образом:

$$\psi = c_1 |1\rangle_e |0\rangle_o |1\rangle_a + c_2 |1\rangle_e |0\rangle_o |2\rangle_a + c_3 |0\rangle_e |0\rangle_o |3\rangle_a, \quad (4)$$

где индексы  $e$  и  $o$  соответствуют чётной и нечётной модам резонатора, а индекс  $a$  – атому. В случае вырождения уровней,  $\varepsilon_1 = \varepsilon_2$ , и равных констант связи,  $g_{31} = g_{32} = g$ , получаем периодическое изменение амплитуд нижних состояний [A3, A4]:

$$\begin{aligned} c_1 &= e^{-i\omega t} \left\{ \alpha \cos(|\kappa|t) + i\beta (\kappa / |\kappa|) \sin(|\kappa|t) \right\}, \\ c_2 &= e^{-i\omega t} \left\{ -i\alpha (\kappa^* / |\kappa|) \sin(|\kappa|t) + \beta \cos(|\kappa|t) \right\}. \end{aligned} \quad (5)$$

где  $\kappa = (\alpha_{13} + \alpha_{23})g_{31}^*g_{32}n_e$ ,  $\alpha_{mn} = \hbar[\varepsilon_n - \varepsilon_m - \hbar(\omega_r + \lambda)]^{-1}$  и  $n_e$  – число фотонов в чётной моде.

Сдвиг частоты определяется через матричный элемент оператора сдвига энергии фотона в виде

$$\Delta\omega = 2\alpha \langle \psi | \left\{ |g_{31}|^2 (S_{33} - S_{11}) + |g_{32}|^2 (S_{33} - S_{22}) - (g_{31}^*g_{32}S_{12} + g_{31}g_{32}^*S_{21}) \right\} | \psi \rangle. \quad (6)$$

При равных начальных амплитудах атомных состояний  $|1\rangle$  и  $|2\rangle$  и пустом состоянии  $|3\rangle$ , т.е. когда  $c_1(0) = c_2(0) = 1/\sqrt{2}$  и  $c_3(0) = 0$ , имеем [A3]:

$$\Delta\omega = -2\alpha |g|^2 \{1 + \cos(2\kappa t)\} = -4\alpha |g|^2 \cos^2(\kappa t) = -2\kappa \cos^2(\kappa t), \quad (7)$$

что соответствует периодическому изменению частоты.

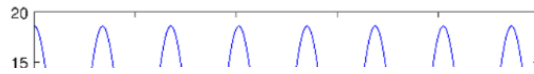


Рисунок 5. Временные колебания частоты однофотонного состояния. Результат расчёта по формуле (7) при значении  $g = 2\pi \times 7.4$  МГц и  $\alpha|g| \sim 0.1$ . Сплошная линия

соответствует положительному сдвигу частоты, а пунктирная линия – отрицательному сдвигу частоты.

Поскольку приближение Шриффера-Вольфа справедливо при  $\alpha|g| \ll 1$ , мы можем взять верхний предел для оценок  $\alpha|g| \sim 0.1$ . Тогда максимальный сдвиг частоты получается равным  $|\Delta\omega| \sim 0.4g$  и достигается в момент времени  $t \sim \pi(0.4g)^{-1}$ . Величина частотного сдвига однофотонного поля в зависимости от времени взаимодействия показана на рис. 5.

В последнем разделе третьей главы рассматриваются квантовые логические элементы, основанные на нерезонансном взаимодействии трёхуровневых атомов и одиночных фотонов в микрорезонаторе. Общая схема квантового вентиля, состоящего из трёхуровневого атома с  $\Lambda$ -конфигурацией переходов, который взаимодействует с полем кольцевого оптического микрорезонатора, показана на рис. 6. Поле резонатора частоты  $\omega_r$  взаимодействует с трёхуровневым атомом на обоих переходах, образующих  $\Lambda$ -схему (неселективное взаимодействие), в условиях большой однофотонной расстройки  $\Delta \gg \delta$ . При этом эволюция амплитуд состояний  $|1\rangle$  и  $|2\rangle$  описывается соотношениями (5).

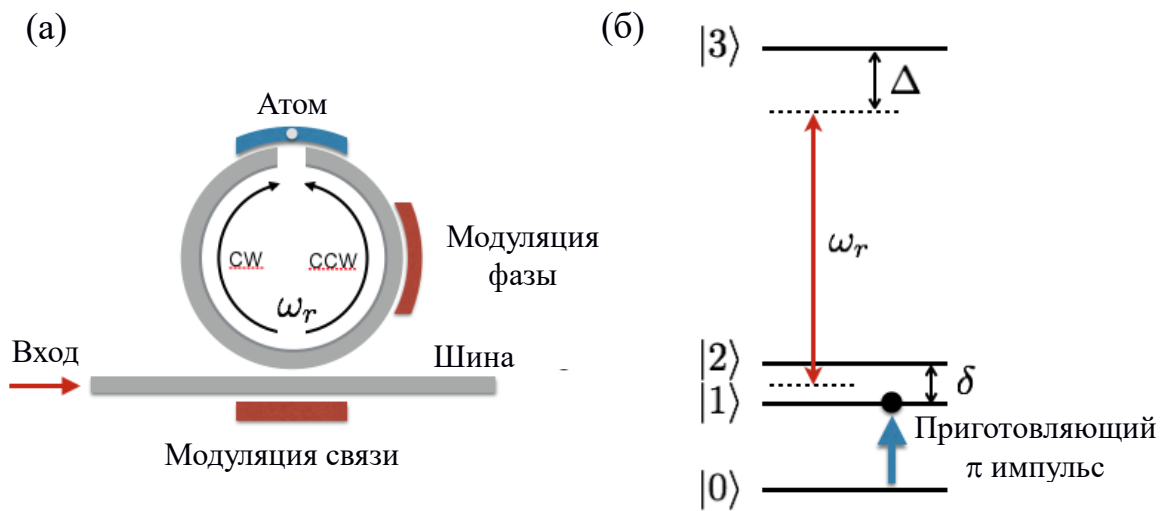


Рисунок 6. Основной элемент квантового вентиля (а) и структура рабочих энергетических уровней (б).

Поскольку скорость когерентной связи  $\kappa$  в формулах (5) пропорциональна числу фотонов, мы приходим к следующему протоколу для реализации фотонного квантового вентиля обращения фазы [A4]. Сначала атом приготавливается в самом нижнем рабочем состоянии, так что  $c_1(0) = \alpha = 1$  и  $c_2(0) = \beta = 0$ . Затем в резонатор



посылается однофотонный ( $n_e = 1$ ) или двухфотонный ( $n_e = 2$ ) волновой пакет в условиях выключенного взаимодействия поля с атомом. После загрузки резонатора взаимодействие атома с полем включается на время, соответствующее условию  $|k|t = \pi$  для однофотонного случая и  $|k|t = 2\pi$  для двухфотонного случая. Полученное в результате состояние можно описать как  $c_1(t) = (-1)^{n_e}$ ,  $c_2(t) = 0$ . Затем взаимодействие снова отключается, атом возвращается в основное (вспомогательное) состояние, и поле выпускается из резонатора в прямолинейный волновод. В результате, двухфотонное состояние отличается от однофотонного состояния по фазе на величину  $\pi$ , что является достаточным для реализации вентиля управляемого обращения фазы с использованием пространственного кодирования [19].

Что касается атомных кубитов, то наиболее простыми оказываются протоколы, реализующие двухкубитовые операции «контролируемый ZX» и «контролируемый NOT» (CNOT). Во-первых, можно заметить, что при  $|k|t = \pi/2$  произвольная начальная волновая функция

$$\psi_i = \alpha|n_e\rangle|n_o\rangle|1\rangle + \beta|n_e\rangle|n_o\rangle|2\rangle \quad (19)$$

превращается в конечную

$$\psi_f = \beta|n_e\rangle|n_o\rangle|1\rangle \pm \alpha|n_e\rangle|n_o\rangle|2\rangle, \quad (20)$$

что соответствует операции NOT в случае знака «+» и операции ZX в случае знака «-». Знак «+» («-») получается при условии, что  $k/|k|$  является чисто мнимой (действительной) величиной. Если число фотонов в моде равно нулю, то  $k=0$  и волновая функция остается неизменной. Этот результат немедленно приводит к схеме гибридного вентиля контролируемого NOT или контролируемого ZX, где управляющий кубит кодируется на состояниях однофотонного поля, в то время как целевой кубит кодируется на атомных состояниях. Для выполнения аналогичной операции на двух атомных кубитах необходимо обратимо преобразовать состояние управляющего кубита в состояние системы «кубит + фотон» и связать полученный фотон со вторым кубитом. Для этого мы можем воспользоваться следующей процедурой. Во-первых, возбуждение атома с одного из рабочих состояний, скажем  $|1\rangle$ , переносится на дополнительный спиновый уровень основного состояния с помощью радиочастотного  $\pi$ -импульса. Затем включается константа связи между атомом и полем и кубит возвращается в исходное состояние через нерезонансный комбинационный переход из вспомогательного состояния с излучением фотона в резонатор [20]. Наконец, константа связи выключается, и фотон (если имеется) испускается из резонатора в волновод. Этот фотон затем используется для выполнения операции NOT или ZX с целевым кубитом (если фотон отсутствует, целевой кубит остается неизменным). Таким образом реализуется операция контролируемого

преобразования на двух кубитах, закодированных на нижних атомных состояниях. Остаётся только отметить, что для реализации универсального набора квантовых элементов можно использовать любой двухкубитовый элемент, который не сводится к локальным преобразованиям.

Для оценки времени реализации рассмотренных вентилях, можно взять константу связи между однофотонным состоянием моды микродиска и бесфононной линией NV-центра равной  $g/2\pi = 0.3$  ГГц, что было экспериментально продемонстрировано в [21]. Поскольку приближение Шриффера-Вольфа справедливо при  $\alpha|g| \ll 1$ , для оценок можно взять верхний предел  $\alpha|g| \sim 0.1$ . При таких условиях время срабатывания логического элемента NOT (или XZ) для атомного кубита оказывается равным примерно 3 нс, в то время как для фотонного вентиля контролируемого обращения фазы требуется, примерно, в четыре раза более длительное когерентное взаимодействие. В любом случае, эти значения намного меньше, чем продемонстрированные времена когерентности спинов и времена жизни фотонов в микрорезонаторах. Таким образом, время реализации рассмотренных квантовых вентилях ограничивается, в основном, другими этапами протоколов, такими как модуляция коэффициентов связи и действие радиочастотных импульсов.

Важно отметить, что рассмотренная схема выполнения операции NOT (или XZ) остаётся справедливой и в случае невырожденного основного состояния, при условии, что частота расщепления  $\delta$  намного меньше частоты переходов между базисными состояниями, т.е. когда  $\delta \ll |\kappa|$ . Управляя величиной расщепления основного состояния можно контролировать константу связи атома с полем в условиях нерезонансного взаимодействия, что позволяет обойтись без переключения между чётными и нечётными модами резонатора и существенно упростить схему реализации.

В качестве перспективной системы для реализации предложенных схем рассмотрены NV-центры в алмазе. Тонкая структура основного электронного состояния демонстрирует энергетическое расщепление 2.87 ГГц между триплетными состояниями. Верхние уровни спинового триплета играют роль состояний  $|1\rangle$  и  $|2\rangle$ . Возбуждённое оптическое состояние связано с ними через нерезонансное поле резонатора. Воздействуя внешними статическими электрическим и магнитным полями, можно сделать переходы, связывающие возбуждённое оптическое состояние с нижним дублетом, поляризованными линейно и ортогонально друг другу [22], что удобно для реализации с помощью интегральных оптических схем. Тогда, выбирая диагональную (круговую) поляризацию поля резонатора, получаем  $\Lambda$ -схему оптических переходов, соответствующую рассматриваемой теоретической модели, и действительной (мнимой) величине  $\kappa/|\kappa|$ .

**В заключении** сформулированы основные результаты диссертационной работы:

1. Развита теория трёхфотонного СПР в кольцевых микрорезонаторах. Получены аналитические выражения, описывающие скорость генерации коррелированных троек фотонов как для непрерывной, так и для импульсной накачки. При этом рассмотрены импульсы накачки в виде возрастающих экспоненциальных импульсов, которые оптимальны для возбуждения одиночных мод резонатора.
2. Найдены оптимальные условия наблюдения трёхфотонного СПР в кольцевых резонаторах из нитрида кремния. Показано, что при определённом сочетании ширины и высоты волновода условие синхронизма для вырожденного трёхфотонного СПР может быть достигнуто одновременно с нулевой дисперсией групповой скорости для поля трифотонов. Сделана оценка скорости условного приготовления коррелированных пар фотонов в кольцевых резонаторах различного радиуса.
3. Разработана динамическая теория частотного сдвига однофотонного состояния одномодового поля в микрорезонаторе при нерезонансном взаимодействии его с трёхуровневым атомом с учётом связи противоположно распространяющихся мод за счёт обратного рассеяния.
4. Показана возможность реализации двухкубитовых квантовых вентилей на основе нерезонансного взаимодействия трёхуровневых атомов с однофотонными одномодовыми полями в кольцевых микрорезонаторах и предложена схема реализации квантового логического элемента CZ на фотонных кубитах.

## **СПИСОК РАБОТ, ОПУБЛИКОВАННЫХ ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ**

- A1. M. Akbari, S.N. Andrianov, A.A. Kalachev. NOT and CNOT gates for photon logical qubits on different frequency states // J. Phys.: Conf. Ser. – 2016. – Vol. 714. – P. 012002(1-7).
- A2. M. Akbari, A.A. Kalachev. Third-order spontaneous parametric down-conversion in a ring microcavity // Laser Physics Letters. – 2016. – Vol. 13. – P. 115204(1-5).
- A3. M. Akbari, S.N. Andrianov, A.A. Kalachev. Single-photon frequency conversion via interaction with a three-level atom coupled to a microdisk // Laser Physics. – 2017. – Vol. 27. – P. 025202(1-5).
- A4. M. Akbari, S.N. Andrianov, A.A. Kalachev. Quantum logic gates based on off-resonant cavity-assisted interaction between three-level atoms and single photons // Laser Physics. – 2017. – Vol. 27. – P. 075202(1-5).

## СПИСОК ЦИТИРУЕМОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1. O'Brien J L, Photonic quantum technologies / J. L. O'Brien, A. Furusawa and J. Vučković // *Nature Photonics*. – 2009. – Vol. 3. – P. 687–95.
2. Walmsley I A, Quantum optics: Science and technology in a new light / I. A. Walmsley // *Science*. – 2015. – Vol. 348. – P. 525–30.
3. Eisaman M.D. Single-photon sources and detectors / M.D. Eisaman, J. Fan, A. Migdall, S.V. Polyakov // *Rev. Sci. Instrum.* – 2011. – Vol. 82(7). – P. 071101.
4. Kok P, Linear optical quantum computing with photonic qubits / P. Kok, W. J. Munro, K. Nemoto, T. C. Ralph, J. P. Dowling and G. J. Milburn // *Rev. Mod. Phys.* – 2007. – Vol. 79. – P. 135–74.
5. Alibart O, Quantum photonics at telecom wavelengths based on lithium niobate waveguides / O. Alibart, V. D'Auria, M. D. Micheli, F. Dautre, F. Kaiser, L. Labonté, T. Lughni, É. Picholle and S. Tanzilli // *J. Opt.* – 2016. – Vol. 18. P. 104001.
6. Tanzilli S, On the genesis and evolution of Integrated Quantum Optics / S. Tanzilli, A. Martin, F. Kaiser, M. P. De Micheli, O. Alibart and D. B. Ostrowsky // *Laser & Photon. Rev.* – 2012. – Vol. 6. – P. 115–43.
7. Meany T, Laser written circuits for quantum photonics / T. Meany, M. Gräfe, R. Heilmann, A. Perez-Leija, S. Gross, M. J. Steel, M. J. Withford and A. Szameit // *Laser & Photon. Rev.* – 2015. – Vol. 9. – P. 363–84.
8. Mandel L, Optical Coherence and Quantum Optics / L. Mandel and E. Wolf. – Cambridge: Cambridge University Press, 1995. – 1194 p.
9. Walls D. F, Quantum Optics / D. F. Walls, and G. J. Milburn. – Berlin: Springer, 2008. – 425 p.
10. Herzog U. Theory of biphoton generation in a single-resonant optical parametric oscillator far below threshold / U. Herzog, M. Scholz and O. Benson // *Phys. Rev. A*. – 2008. – Vol. 77. – P. 023826.
11. Jeronimo-Moreno Y. Theory of cavity-enhanced spontaneous parametric downconversion / Y. Jeronimo-Moreno, S. Rodriguez-Benavides and A. B. U'Ren // *Laser Phys.* – 2010. – Vol. 20. – P. 1221–33.
12. Garay-Palmett, K. Theory of cavity-enhanced spontaneous four wave mixing / K. Garay-Palmett, Y. Jeronimo-Moreno and A. B. U'Ren // *Laser Phys.* – 2013. – Vol. 23. – P. 015201.

13. Moss D. J. New CMOS-compatible platforms based on silicon nitride and Hydex for nonlinear optics / D. J. Moss, R. Morandotti, A. L. Gaeta and M. Lipson // *Nat. Photon.* – 2013. – Vol. 7. – P. 597–607.
14. Gondarenko A. High confinement micron-scale silicon nitride high Q ring resonator / A. Gondarenko, J. S. Levy and M. Lipson // *Opt. Express.* – 2009. – Vol. 17. – P. 11366–70.
15. Gorin A. Fabrication of silicon nitride waveguides for visible-light using PECVD: a study of the effect of plasma frequency on optical properties / A. Gorin, A. Jaouad, E. Grondin V. Aimez and P. Charette // *Opt. Express.* – 2008. – Vol. 16. – P. 13509–16.
16. Shah Hosseini E. High quality planar silicon nitride microdisk resonators for integrated photonics in the visible wavelength range / E. Shah Hosseini, S. Yegnanarayanan, A. Hossein Atabaki M. Soltani and A. Adibi // *Opt. Express.* – 2009. – Vol. 17. – P. 14543–51.
17. Krückel C. J. Linear and nonlinear characterization of low-stress highconfinement silicon-rich nitride waveguides / C. J. Krückel, A. Fülöp, T. Klintberg, J. Bengtsson, P. A. Andrekson and V. Torres-Company // *Opt. Express.* – 2015. – Vol. 23. – P. 25827–37.
18. Bravyi S. Schrieffer-Wolff transformation for quantum many-body systems / S. Bravyi D. P. Divincenzo, and D. Loss // *Annals of Physics.* – 2011. – Vol. 326. – P. 2793–2826.
19. Knill E. A scheme for efficient quantum computation with linear optics / E. Knill, R. Laflamme, and G. J. Milburn // *Nature.* – 2001. – Vol. 409. – P. 46 – 52.
20. Hennrich M. Vacuum-Stimulated Raman Scattering Based on Adiabatic Passage in a High-Finesse Optical Cavity / M. Hennrich, T. Legero, A. Kuhn, and G. Rempe // *Phys. Rev. Lett.* – 2000. – Vol. 85. – P. 4872.
21. Barclay P. E. Coherent interference effects in a nano-assembled diamond NV center cavity-QED system / P. E. Barclay, C. Santori, K.M. Fu, R. G. Beausoleil, and O. Painter // *Opt. Express.* – 2009. – Vol. 17. – P. 8081.
22. Heshami K, Raman quantum memory based on an ensemble of nitrogen-vacancy centers coupled to a microcavity / K. Heshami, C. Santori, B. Khanaliloo, C. Healey, V. M. Acosta, P. E. Barclay, and C. Simon // *Phys. Rev. A.* – 2014. – Vol. 89. – P. 040301.